

Massenabhängigkeit der Elektronenauslösung durch isotope Ionen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Philosophischen Fakultät
der Philipps-Universität zu Marburg

vorgelegt von

WERNER PLOCH
aus Gießen



Marburg 1951

SPRINGER-VERLAG, GÖTTINGEN

Druck von H. Stürtz AG., Würzburg

Als Dissertation angenommen 24. 1. 1951
Berichterstatter: Professor Dr. W. Walcher
Mitberichterstatter: Professor Dr. S. Flügge
Tag der mündlichen Prüfung: 31. 1. 1951

Gedruckt mit Genehmigung der Fakultät.

Sonderdruck aus: Z. Phys. 130 (1951)

Mit einem Massenspektrometer wurde die Elektronenauslösung durch positive Ionen von $\text{Li}6$, $\text{Li}7$; $\text{Ne}20$, $\text{Ne}22$ und $\text{K}39$, $\text{K}41$, aus entgastem und nicht entgastem Pt, Mo und Be und aus nicht entgastem Cu gemessen und die Ionenreflexion ermittelt. Beide Erscheinungen zeigen bei isotonen Ionen gleicher Energie eine merkliche Massenabhängigkeit. Diese läßt sich bei der Elektronenauslösung auf eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit zurückführen, wie an 32 genauen Relativmessungen mit den verschiedenen genannten Ionen und Auffängern bei Energien von 600 bis 6000 eV und bei γ -Werten von 28 bis 700% gezeigt wird. An Hand des gefundenen Geschwindigkeitsgesetzes werden verschiedene Modelle für die Elektronenauslösung diskutiert. Von den untersuchten Möglichkeiten erscheint nur die Befreiung gebundener Elektronen an der Oberfläche mit den Meßergebnissen vereinbar. Der unregelmäßige Gang des Elektronenauslösfaktors in der Reihe $\text{Li}^+ - \text{Na}^+ - \text{K}^+ - \text{Rb}^+ - \text{Cs}^+$ zeigt, daß bei ähnlicher Elektronenkonfiguration eine einfache Beziehung zwischen Elektronenauslösung und Ionenradius besteht. Ein Korrekturverfahren für Mischungsverhältnismessungen mit Elektronenvervielfacher wird angegeben.

1. Einleitung.

Die Elektronenauslösung (E.A.) aus Metallen durch positive Ionen ist in zahlreichen älteren Arbeiten untersucht worden [1] bis [15]. Eine Sichtung des experimentellen Materials und die Deutung der Erscheinung wird dadurch erschwert, daß die Elektronenauslösung von vielen Parametern wie Energie, Masse und Elektronenkonfiguration der Ionen, Art und Oberflächenbeschaffenheit des Auffängers abhängt; darüber hinaus ist, besonders in den frühesten Arbeiten, nicht immer auf die Reinheit der verwendeten Ionensorte geachtet worden. Wesentliche Schwierigkeiten bereitet die Erklärung der Elektronenbefreiung durch Ionen mit einer kinetischen Energie unterhalb von einigen keV, denn wenn man die primitive Vorstellung von einer direkten Energieübertragung Ion-Metallelektron zugrundelegt, kommt man wegen des großen Massenunterschiedes der Stoßpartner zu Elektronenenergien, die bei weitem nicht zur Überwindung der Austrittsarbeit ausreichen. Insgesamt kann man feststellen, daß für die Deutung des Mechanismus der E.A. nur wenige Ansätze vorliegen [3], [34], [18], und daß eine befriedigende Beschreibung dieses Prozesses noch nicht gelungen ist.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Es liegt nahe, eine weitere Aufklärung über den Mechanismus der E.A. dadurch zu gewinnen, daß man — da es sich ja wohl um einen Stoßprozeß handelt — unter Konstanthaltung aller sonstigen Parameter *allein* die Masse des stoßenden Ions verändert, also isotope Ionen verwendet. In Verfolgung dieses Gedankens wird in der vorliegenden Arbeit die Abhängigkeit des E.A.-Faktors γ = ausgelöster Elektronenstrom/einfallender Ionenstrom von der Masse der Ionen untersucht, wobei zur Ausführung der Versuche wegen verschiedener experimenteller Vorteile ein Massenspektrometer herangezogen wurde. Andererseits ist gerade für den Gebrauch des Massenspektrometers eine bessere Kenntnis der Energie- und Massenabhängigkeit der Elektronenauslösung wünschenswert, weil in neuerer Zeit Elektronenvervielfacher auch für den Nachweis von Ionen Anwendung gefunden haben [16], [17].

Auf Grund der in der Literatur vorliegenden Ergebnisse läßt sich über die Energie- und Massenabhängigkeit der E.A. folgendes Bild entwerfen. Die E.A. setzt bereits bei kleinen Ionenenergien, oft wahrscheinlich schon bei wenigen Volt, ein und wächst bei höheren Ionenenergien mit langsam abnehmender Steigung an. Bei Energien von einigen hundert keV erreicht γ für H_2^+ und He^+ ein flaches Maximum [11], für Hg-Ionen von 2,5 MeV steigt der γ -Wert dagegen immer noch an [6]. Für Protonen, H_2^+ und He^+ -Ionen von einigen hundert keV erweist sich γ etwa massenproportional [11], bei Edelgasionen mit einer Energie von etwa 1 keV dagegen fällt es mit steigender Masse [14]. Es ist jedoch nicht angängig, die Unterschiede in der Elektronenauslösung durch Ionen *verschiedener Elemente* allein den *Massenunterschieden* zuzuschreiben; dies erkennt man besonders deutlich aus Fig. 1, wo die Elektronenauslösung verschiedener Alkali-Ionen miteinander verglichen ist¹.

Wie sich später zeigen wird, spielt in diesem Falle die Verschiedenheit der Elektronenhüllen eine wesentliche Rolle (Ziffer 10). Daher wurden in der vorliegenden Arbeit — wie bereits erwähnt — isotope Ionen verwendet, und zwar diejenigen der Elemente Li, Ne und K, weil diese eine verhältnismäßig große Massendifferenz aufweisen und weil ihre Ionen bequem zu erzeugen sind.

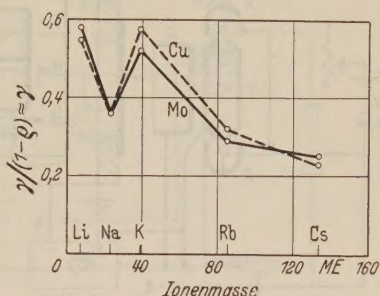


Fig. 1. Elektronenauslösung durch verschiedene Alkali-Ionen aus nicht entgastem Mo und Cu. Ionenenergie 1,2 keV. (Ohne Korrektur für reflektierte Ionen.)

¹ Die Korrektur des Ergebnisses im Hinblick auf den Einfluß der reflektierten Ionen ändert das Bild praktisch nicht.

Unter den bisherigen Arbeiten findet sich nur eine Untersuchung mit Ionen der Wasserstoffisotope [9]. Die Meßgenauigkeit erscheint jedoch zu gering, um eine *quantitative* Auswertung zu ermöglichen. In der vorliegenden Arbeit wird über die Abhängigkeit des E.A.-Faktors von der Ionenenergie und von der Art und Oberflächenbeschaffenheit des beschossenen Metalls in gewissen Grenzen berichtet, wobei besonderer Wert auf die genaue Bestimmung des *Verhältnisses* der γ -Werte der *isotopen* Ionen gelegt wird. Daneben können einige Aussagen über

den Ionenreflexionsfaktor und über die Abhängigkeit des E.A.-Faktors vom Ionenradius gemacht werden.

I. Apparatur und Meßmethodik.

2. Massenspektrometer.

Die Untersuchungen wurden mit einem Massenspektrometer vom Nierschen Typ [19] durchgeführt, welches im Aufbau weitgehend einem an anderer Stelle beschriebenen Gerät [20] ähnlich ist.

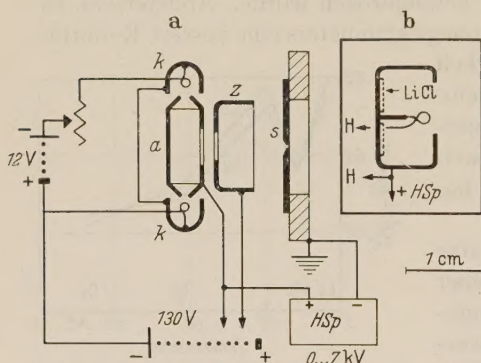


Fig. 2a u. b. Ionenquellen (natürliche Größe). a für Gase: a Anodenkästchen; k Kathoden (Achsen der WOLFRAM-Wendeln senkrecht zur Zeichenebene); z Ziehblende; s Objektspalt. b für Alkalien: An Stelle von a, k und z einfache Glühodenwendel und Reflektorblech mit LiCl.

Bei der Konstruktion dieses Massenspektrometers wurde besonders auf den Einfluß des magnetischen Streufeldes geachtet, das zu diesem Zweck in einer vorangehenden Arbeit [21] genau ausgemessen worden war und dessen Auswirkungen aus einer weiteren Untersuchung [22] bekannt waren. Auf Grund der Ergebnisse dieser Untersuchung wurden 1. die „magnetische Linse“ (Sektorfeld) mit einer drehbaren Polschuhkante versehen, wodurch eine genaue Einstellung der Brennweite möglich wird, und 2. die Ablenkammer so dimensioniert, daß ihre Achse mit der optischen Achse des Feldes zusammenfällt (vgl. [22]).

Als Ionenquellen fanden zwei Anordnungen Verwendung (Fig. 2a u. b), die mit Rücksicht darauf, daß die Beschleunigungsspannung in weitem Bereich variiert werden sollte, möglichst einfach aufgebaut sind. In der *Gas-Ionenquelle* der Fig. 2a werden in üblicher Weise Gasmoleküle in dem Anodenkästchen a durch Elektronen ionisiert, die von den WOLFRAM-Wendeln k ausgehen. Die Ziehblende z reguliert das Feld, welches die Ionen aus a herauszieht und wirkt in gewissen Grenzen als Linse für das Ionenbündel, aus dem durch den Objektspalt s und einen nicht gezeichneten Aperturspalt dasjenige Teilbündel ausgeblendet wird, welches das Magnetfeld durchsetzt. Bei der *Alkali-Ionenquelle* tritt an

Stelle der Teile a , k , z (Fig. 2a) die einfache Anordnung in Fig. 2b: Eine glühende WOLFRAM-Wendel bringt das am Boden einer kleinen Blechwanne befindliche Alkalichlorid zum Verdampfen; die Alkaliatome, welche den glühenden Draht berühren, verlassen ihn zum großen Teil als positive Ionen (LANGMUIR-Effekt).

3. Der Gleichstromverstärker

ist in Fig. 3 dargestellt. Die erste Stufe ist ein übliches aus einem 12 V-Akku betriebenes Röhrenelektrometer [23]. Die zweite Stufe liefert

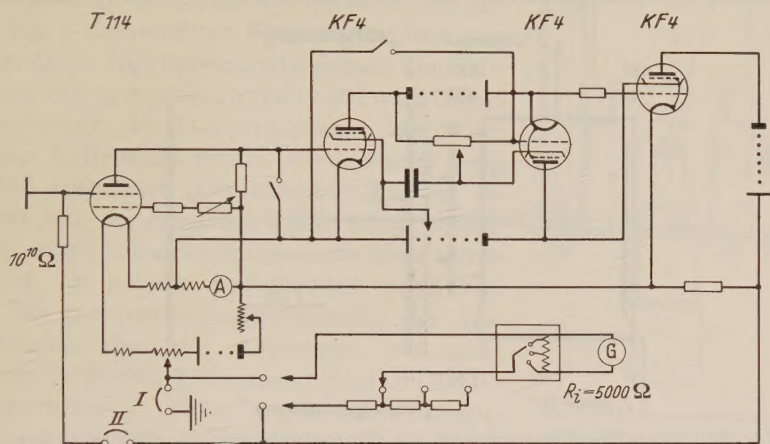


Fig. 3. Gleichstromverstärker.

an der als Außenwiderstand geschalteten zweiten Penthode eine außerordentlich hohe Spannungsverstärkung bei kleiner Anodengleichspannung und kleinem Anodenstrom [24]. Die dritte Stufe schließlich ist mit ihrem Ausgang direkt mit dem Gitterwiderstand der ersten verbunden, wodurch eine hundertprozentige *Gegenkopplung* erreicht wird. Diese Art der Gegenkopplung macht aus einem Gleichspannungsverstärker der möglichst großen Spannungsverstärkung V einen solchen mit der Spannungsverstärkung $V' = V/(V+1) \approx 1$, welcher nunmehr als sehr stabiler und über einen sehr großen Bereich linearer Gleichstromverstärker mit der Stromverstärkung

$$V_i = I_{\text{Ausg}}/I_{\text{Eing}} = V' \cdot R_{\text{Eing}}/R_{\text{Ausg}} \approx R_{\text{Eing}}/R_{\text{Ausg}}$$

verwendet werden kann (vgl. z. B. [25], [26]). Eine Stromverstärkung $V_i = 10^6$ kann auf diese Weise leicht erreicht werden. Weitere Vorteile der Schaltung sind die Herabsetzung der Eingangszeitkonstante und des scheinbaren Eingangswiderstands auf den V -ten Teil. Das letztere bedeutet, daß das Steuergitter der Eingangsöhre (der Auffänger) auch bei starken Strömen seine Spannung gegenüber Erde (dem Gehäuse

des Auffängers) nicht wesentlich ändert, was gerade bei Messungen der Elektronenauslösung wichtig sein kann. Der schon erwähnte große Linearitätsbereich erstreckt sich bei dem ausgeführten Verstärker von $-1 \cdot 10^{-9}$ bis $+7 \cdot 10^{-9}$ Amp bei einem Eingangswiderstand von $10^{10} \Omega$. In diesem Bereich ist $V'=1$ innerhalb der Meßgenauigkeit des Galvanometers. Die kleinsten wegen der statistischen Schwankungen noch meßbaren Ausschläge entsprechen bei dem gewählten Eingangswiderstand von $10^{10} \Omega$ einigen 10^{-15} Amp.

Zur Überwachung des Verstärkers genügt es, gelegentlich durch Anlegen ein und derselben Prüfspannung wechselweise vor und hinter dem Verstärker nachzuprüfen,

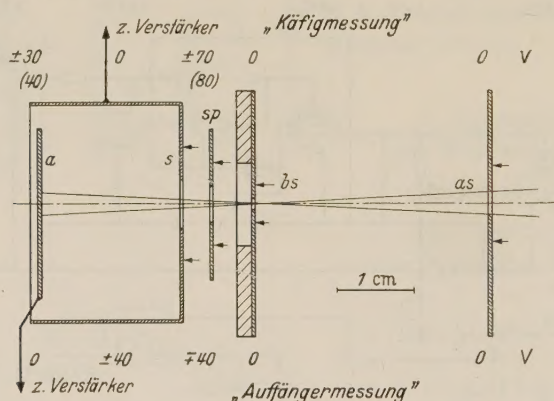


Fig. 4. Meist verwendete Auffängeranordnung und Spannungsverteilungen bei „Auffängermessung“ und „Käfigmessung“. *a* Auffänger (Platte oder Folie); *s* Sekundärkäfig; *bs* Bildspalt; *as* Aperturspalt. Die Pfeile an den Spalten deuten deren Ausdehnung senkrecht zur Zeichenebene an.

ob $V'=1$ erfüllt ist, nachdem das Galvanometer und sein Empfindlichkeitsregler einmal zu Anfang genau geeicht sind. Damit entfällt das Kompensieren oder Reproduzieren jedes einzelnen Ausschlags durch einen geeichten Spannungsteiler, wie es bei einem gewöhnlichen Röhrenelektrometer unvermeidlich ist.

Der Kondensator in der zweiten Stufe und der Widerstand in der Gitterzuleitung der letzten Röhre sind für die Wirksamkeit der Schaltung nicht wesentlich; der erstere soll Schwingungen unterdrücken, der letztere soll verhindern, daß bei irgendeiner Fehlschaltung das Gitter zerstört wird. Die Schalter in der zweiten Stufe dienen zur Kontrolle des Arbeitspunkts. Das Buchsenpaar II dient zum Anlegen einer Eichspannung, das Buchsenpaar I gibt die Möglichkeit, den gesamten Verstärker (und damit den Auffänger, vgl. Ziffer 4 und 5) auf eine beliebige Spannung gegen Erde zu legen.

4. Auffängeranordnung, Ausheizvorrichtung, Vakuumverhältnisse.

Aufbau und Anordnung des Auffängers gehen aus Fig. 4 hervor. Der eigentliche „Auffänger“ ist eine Platte oder Folie (*a* in Fig. 4) aus dem Metall, dessen E.A. und Ionenreflexion gemessen werden soll; er ist vom „Sekundärkäfig“¹ *s* umgeben. Dieser Sekundärkäfig nimmt

¹ Im folgenden meist abgekürzt „Käfig“.

die aus Elektronen und Ionen bestehenden Sekundärströme auf, während die Sperrblende sp den Auffängerraum gegen solche Elektronen abschließt, die vom Bildspalt bs des Spektrometers herkommen; außerdem verhindert sp ein Entweichen von Sekundärelektronen aus dem Loch des Käfigs s . Der Aperturspalt as ist von untergeordneter Bedeutung, er soll die an der Kammerwand des Spektrometers reflektierten Ionen unterdrücken. Der übrige Inhalt von Fig. 4 soll in Ziffer 6 besprochen werden.

Das Entgasen des Auffängers erfolgte unmittelbar in der Apparatur entweder mit der in Fig. 5 dargestellten Elektronenstoßheizung oder durch direkten Stromdurchgang. Die Heizdauer betrug zwischen 6 und 12 Std, nach Unterbrechungen des Pumpens über 1 bis 2 Tage (ohne Lufteinlaß) wurde jeweils erneut 1 bis 2 Std ausgeheizt. Der erreichte Zustand änderte sich bei längerem Heizen nicht wesentlich; außer beim Beryllium wurde nicht untersucht, ob kürzere Ausheizzeiten ausreichen.

Die pyrometrische Bestimmung der Ausheiztemperatur des Auffängers war nicht direkt im Massenspektrometer möglich (Metallkonstruktion!). Daher wurde das Auffängersystem mit seinem Metallgehäuse und Kühlwassermantel in einem Nebenversuch an eine Glasapparatur angeschlossen und die Temperatur pyrometrisch in Abhängigkeit von der aufgewendeten Heizleistung gemessen. Die schwarze Temperatur des Auffängers während des Ausheizens betrug 800 bis 900° C beim Beryllium, 1000 bis 1100° C beim Platin und 1050° C (kurzzeitig 1350° C) beim Molybdän; die wahre Temperatur liegt etwa 130° höher.

Während des Ausheizens lag der mit einem McLeod gemessene Druck in der Spektrometerkammer zwischen 10^{-6} und 10^{-5} Torr, im Auffängerraum muß sich daher nach der ersten starken Gasabgabe des Auffängers derselbe Druck eingestellt haben. Das Anheizen geschah stets so langsam, daß bei Elektronenstoßheizung eine Entladung im Auffängerraum nicht zünden konnte. Während der Messungen betrug der Druck in der Kammer bei den Alkalien etwa 10^{-6} Torr, beim Neon bis zu 10^{-5} Torr.

5. Wirkung der Blenden.

Zur Kontrolle der Wirksamkeit der Blendenanordnung wurden Auffängerstrom und Käfigstrom in Abhängigkeit von Auffänger-, Käfig-

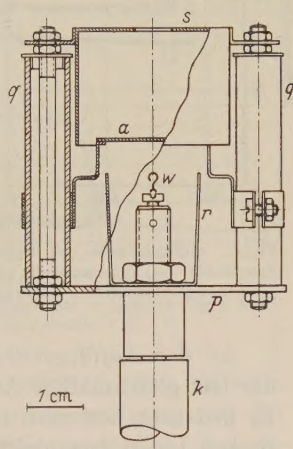


Fig. 5. Elektronenstoßheizung des Auffängers. k Keramikdurchführung; p Montageplatte aus V 2 A-Stahl; r Reflektorblech (Mo); w Kathodenwendel; a Auffänger; s Sekundärkäfig; q Quarzröhrchen.

und Sperrspannung aufgenommen. Drei typische Beispiele solcher Messungen sind in den Fig. 6, 7 und 8 dargestellt, die für ^7Li - und ^{20}Ne -Ionen von 1 keV und einen ausgeheizten Pt-Auffänger gelten. Der

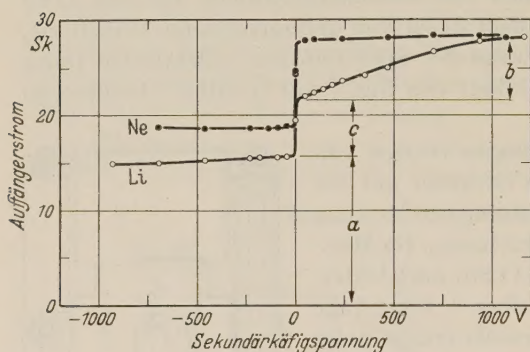


Fig. 6. Auffängerstrom bei variabler Sekundärkäfigspannung. Sperrblende -40 V , Ionenenergie 1 keV, entgaster Platinauffänger. Für Li: a Primärstrom—Reflexionsstrom; b Elektronenstrom.

An der *Auffängerstromkurve* für Li in Fig. 6 fällt im rechten Teil der fast gleichmäßige Anstieg über einen Bereich von etwa 1000 V auf. Er bedeutet, wie man sich leicht überlegt, daß die Energie der reflektierten Ionen fast gleichmäßig über den ganzen Bereich von Null bis zur Energie der einfallenden Ionen verteilt ist. Die Ordinatendifferenz b

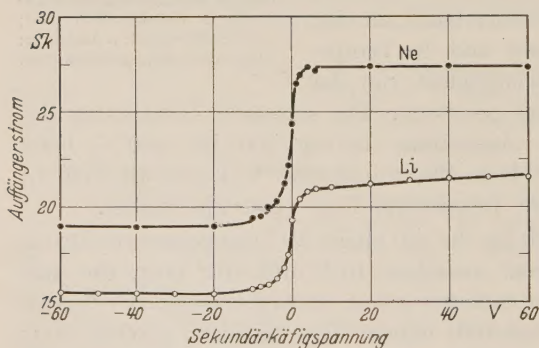


Fig. 7. Mittelteil der Fig. 6 in vergrößertem Abszissenmaßstab.

gibt im linken Teil denjenigen Bruchteil kI_r , des reflektierten Ionenstroms I_r , der auf den Käfig trifft; [der Rest $(1-k)I_r$, entweicht entgegen der Primärstrahlrichtung durch das Loch des Käfigs]. Der rechte Teil der Kurve stellt dagegen die Differenz $I_e - kI_r$ zwischen dem *gesamten* Elektronenstrom und dem Bruchteil kI_r , des reflektierten Stroms dar. Daß man bei dieser Spannungsverteilung mit demselben

Ordinatenmaßstab ist willkürlich. Fig. 7 stellt die Umgebung der Käfigspannung 0 V in vergrößertem Abszissenmaßstab dar. Fig. 8 zeigt für Li den dazugehörigen Käfigstrom, die Ordinatenwerte sind mit denen von Fig. 6 und 7 vergleichbar, da während der Aufnahme dieser Kurven die Ionenquelle gut konstant war.

kann als Strom der reflektierten Ionen I_r gedeutet werden, während man c als Elektronenstrom I_e und a als Differenz von Primär- und Reflexionsstrom $I_p - I_r$ deuten muß. Fig. 6 zeigt augenfällig die schmale Energieverteilung der Elektronen.

Die in der gleichen Messung gewonnene *Käfigstromkurve* (Fig. 8)

k -Wert rechnen kann, folgt daraus, daß die reflektierten Ionen wegen ihrer vorwiegend großen Energie wenig von der verwendeten Käfigspannung (bis 40 V) beeinflußt werden; der gesamte Elektronenstrom kann *deshalb* eingesetzt werden, weil die ausgelösten Elektronen alle sehr langsam sind und durch die Sperrblende zurückgehalten werden. Unter diesen Voraussetzungen kann man den Faktor k bestimmen, er ergibt sich aus den Kurven der Fig. 6 und 8 zu $k=0,8$. Dieser Wert ist durchgängig bei den späteren Auswertungen benutzt worden, da es bei höheren Beschleunigungsspannungen nicht mehr möglich ist, I_r direkt in Form der Ordinatendifferenz b zu bestimmen, weil bei hohen Käfigspannungen stets Störungen auftreten.

Ohne einen sehr viel größeren experimentellen Aufwand lassen sich Elektronen- und Ionenströme nicht besser, als oben beschrieben, trennen. Glücklicherweise ist jedoch der Anteil der reflektierten Ionen meist viel kleiner als im oben besprochenen Beispiel (vgl. Ne

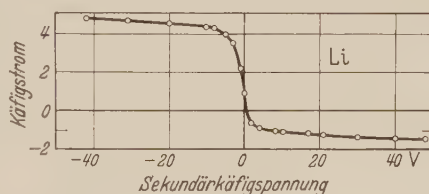


Fig. 8. Sekundärkäfigstrom in dem in Fig. 6 und 7 dargestellten Fall.

in Fig. 6 und 7), so daß man in jedem Fall erwarten kann, daß das beschriebene Verfahren den Verlauf der Elektronenauslösung mit der Energie und die Massenabhängigkeit von γ richtig wiedergibt; den absoluten Wert von γ erhält man um so besser, je kleiner der Ionenreflexionsfaktor ϱ ist. Bei der Ermittlung von ϱ können möglicherweise wesentlich größere Fehler ($>10\%$) vorkommen, doch dürften auch hier Energie-, Massen- und Materialabhängigkeit richtig zu ermitteln sein.

In Fig. 6 fällt weiterhin auf, daß die Auffängerstromkurve des Li, nicht dagegen die des Ne, im linken Teil leicht ansteigt. Dieser Befund kann zwanglos durch eine Auslösung von Elektronen aus der Käfigwand durch reflektierte Ionen erklärt werden, da ja (vgl. Fig. 6 rechts) ϱ (Li) etwa eine Zehnerpotenz größer als ϱ (Ne) ist.

6. Meßreihen und Auswertung.

Die in den Kurven der vorliegenden Arbeit eingetragenen „Meßpunkte“ stellen jeweils Mittelwerte aus einer sehr großen Anzahl von Einzelmessungen dar. Es wurden für beide Isotope eines Elements Auffängerströme und Käfigströme bei verschiedenen Käfig- und Blenden- spannungen (vgl. Fig. 4) gemessen und daraus den in Ziffer 5 aus den Fig. 6, 7, 8 gewonnenen Gesichtspunkten die E.A.-Faktoren γ und die Ionenreflexionsfaktoren ϱ berechnet. Die vielen Einzelmessungen wurden dabei zeitlich so zu Gruppen zusammengefaßt, daß das *Verhältnis* der gemessenen E.A.-Faktoren eines Isotopenpaares möglichst wenig durch

zeitliche Änderungen des Ionenstroms, der E.A.-Faktoren selber oder des Isotopenmischungsverhältnisses¹ verfälscht werden konnte. Auf diese Weise konnte das Verhältnis der E.A.-Faktoren in den meisten Fällen auf rund 1% genau gemessen werden, während die relativen Massendifferenzen der verwendeten Isotopenpaare von Li, Ne und K 15%, 10% und 5% betragen. Die Meßreihen sind also geeignet, quantitative Aussagen über die Massenabhängigkeit der E.A. zu machen.

Bei der Auswertung stellte sich ferner heraus, daß die etwas schematisierten Annahmen über die Richtungs- und Energieverteilung der reflektierten Ionen ($k = 0,8$) in Ziffer 5 die gefundenen Gesetzmäßigkeiten (besonders Ziffer 9) innerhalb der Meßgenauigkeit nicht beeinflussen. Das wesentliche Ergebnis der Ziffer 9 würde sogar noch gelten, wenn etwa $k = 1$ wäre oder auch, wenn alle reflektierten Ionen langsam wären.

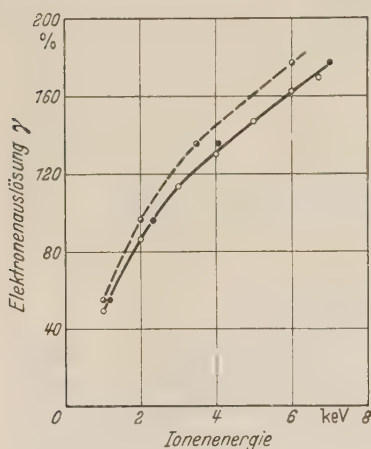


Fig. 9.

Fig. 9. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus nicht entgastem Mo. Zeichenerklärung: —○—○— häufiges Isotop *H* über kinetischer Energie *T* aufgetragen; —●— seltenes Isotop *S* über *T* aufgetragen; ● seltenes Isotop *S* zur Prüfung der „Geschwindigkeitsabhängigkeit“ über $T' = T \cdot \frac{m_H}{m_S}$ aufgetragen (vgl. Ziffer 7).

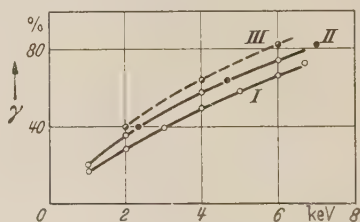


Fig. 10.

Fig. 10. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus entgastem Mo. I: Li 7 sofort; II: Li 7 2 bis 3,5 Std später; III: Li 6 gleichzeitig mit II.

II. Diskussion der Meßergebnisse.

7. Elektronenauslösung.

Die gemessenen Werte sind in den Fig. 9—18 dargestellt, die ausgezogenen Kurven gelten stets für das häufigere Isotop *II*, die gestrichelten für das seltenere Isotop *S*. In allen beobachteten Fällen löste das *leichtere* Isotop bei *gleicher* Energie *mehr* Elektronen aus als das *schwerere*. Die *Energie* des stoßenden Teilchens kann also nicht alleine maßgebend sein, ebenso wenig aber der *Impuls*, denn dieser ist beim leichteren Ion sogar *kleiner* als beim schwereren. Nur der *Geschwindigkeitsunterschied* zwischen zwei Isotopen gleicher Energie hat

¹ In der Alkali-Ionenquelle kann sich, besonders beim Lithium, das schwerere Isotop mit der Zeit etwas anreichern.

das gleiche Vorzeichen wie der Unterschied in der E.A., woraus sich die Vermutung ergibt, daß die E.A. alleine von der *Geschwindigkeit* der Ionen abhängt. Zur Prüfung ist wie folgt verfahren worden: Bei gleicher Ionenenergie $T = T_1$ werden $\gamma_H = \text{E.A.-Faktor des häufigen Isotops (weißer Meßpunkt)}$ und $\gamma_S = \text{E.A.-Faktor des seltenen Isotops (schwarz-weißer Meßpunkt)}$ mit möglichst großer relativer Genauigkeit bestimmt. Außerdem muß aus mehreren Messungen der ganze Kurvenverlauf $\gamma_H(T)$ (ausgezogene Kurve) bekannt sein. Ordnet man nun den gemessenen Wert $\gamma_S(T_1)$ der Energie

$T_1 \cdot \frac{m_H}{m_S} \dagger$ zu (horizontale Verschiebung), so kommt man zu einem Punkt, der in der graphischen Darstellung schwarz eingezeichnet ist. Eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit liegt *dann* vor, wenn alle so ermittelten schwarzen Punkte auf die ausgezogene Kurve fallen.

a) *Molybdän-Auffänger*. Die Fig. 9 und 10 zeigen, daß beim nicht entgasten wie auch beim entgasten Molybdän für Li-Ionen tatsächlich ein reines Geschwindigkeitsgesetz gilt¹. Entgastes Molybdän (Fig. 10) weist einen sehr viel kleineren E.A.-Faktor auf als nicht entgastes, eine Erscheinung, die auch vom Wolfram, vom Nickel und von anderen Metallen her bekannt ist [28]. Unmittelbar nach dem Aus-

heizen (Kurve I in Fig. 10) stieg der E.A.-Faktor wieder etwas an, blieb aber längere Zeit gut konstant (Kurve II und III). Auch für Kalium-Ionen gilt eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit, wie aus Fig. 11 hervorgeht².

b) *Beryllium-Auffänger*. Gewisse, durch inkonstante Elektronenströme bedingte Schwierigkeiten traten auch bei Messungen am *Beryllium* auf (Fig. 12, 13). Trotzdem kann man auch hier sowohl für *Li-Ionen* als auch für *Ne-Ionen* das Geschwindigkeitsgesetz als gültig ansehen. Es fällt auf, daß nicht entgastes Beryllium fast genau dieselbe E.A. aufweist wie nicht entgastes Molybdän, wie es überhaupt unter

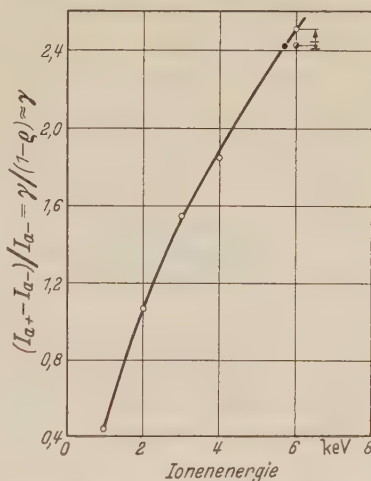


Fig. 11. Elektronenauslösung durch K-Ionen aus nicht entgastem Mo (ohne Korrektur für Reflexion) Querstriche am Pfeilende = wahrscheinliche Fehlergrenzen der Relativmessung. Zeichenerklärung vgl. Fig. 9.

[†] $m = \text{Masse}$.

¹ Eine in einer vorläufigen Notiz [27] dargestellten Kurve erlaubte wegen zu geringer Meßgenauigkeit diesen Schluß noch nicht.

² Die hier nicht genau gemessene geringe Ionenreflexion beeinflusst dieses Ergebnis nicht.

verschiedensten *nicht entgasten* Metallen anscheinend nur ganz *geringe Unterschiede* gibt, besonders bei niedrigen Ionenenergien (vgl. auch Fig. 1 und 15). Bei *entgasten* Metallen findet man dagegen *deutliche*

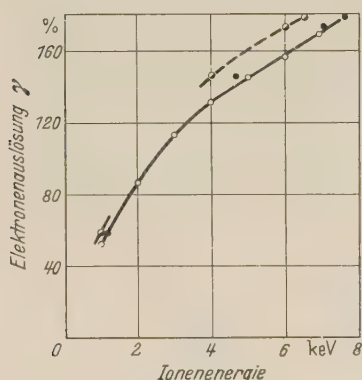


Fig. 12. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus nicht entgastem Be.

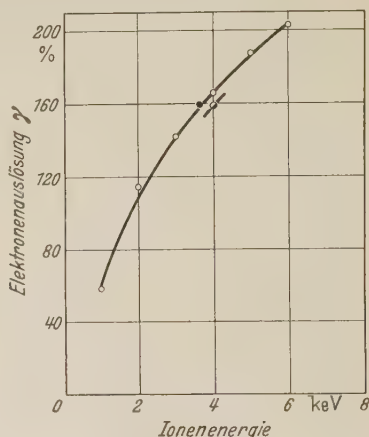


Fig. 13. Elektronenauslösung durch Ne-Ionen aus nicht entgastem Be.

Zeichenerklärung vgl. Fig. 9.

Unterschiede (vgl. Fig. 10 und 16), die zwischen Beryllium und Molybdän sogar eine Zehnerpotenz betragen. Dieses abnorme Verhalten des Be beim Ausheizen erinnert an das Verhalten desselben Metalls beim Elektronenbeschuß und soll weiter unten noch diskutiert werden.

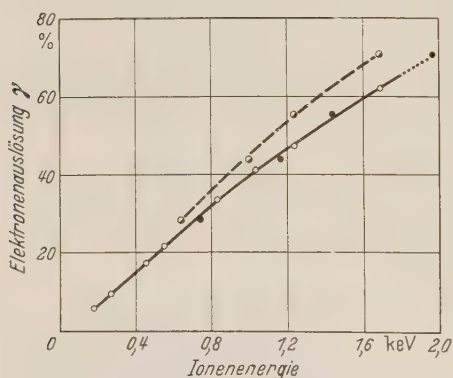


Fig. 14. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus nicht entgastem Cu unterhalb 2 keV. Zeichenerklärung vgl. Fig. 9.

c) *Kupfer-Auffänger*. Bei niedrigeren Energien als 1 keV wird γ meist so klein und schließlich auch der Strom aus der Ionenquelle so gering, daß eine genaue Bestimmung der Relativwerte zunehmende Schwierigkeiten bereitet. Trotzdem konnte in dem in Fig. 14 gezeigten Versuch mit einem *Cu-Auffänger* und *Li-Ionen* bis herunter zu etwa 0,6 keV innerhalb des Meßfehlers die reine Geschwindigkeitsabhängigkeit bestätigt werden.

d) *Platin-Auffänger*. Besonders gut wird das Geschwindigkeitsgesetz bestätigt durch eine größere Gruppe von Messungen mit *Lithium-* und *Neon-Ionen* an entgastem und nicht entgastem *Platin* (Fig. 15–18).

Man erkennt dies an den Figuren und an der Tabelle 1, in der das Verhältnis der E.A.-Faktoren der Li-Isotope bei gleicher Geschwindigkeit eingetragen ist. Es ist in allen Fällen praktisch gleich 1. Da aber normalerweise bei massenspektroskopischen Messungen nicht die Geschwindigkeit, sondern die Energie der Ionen konstant gehalten wird, soll in Tabelle 2

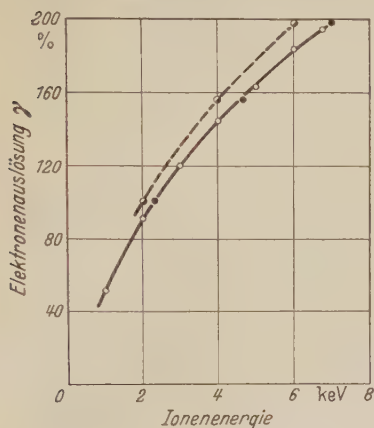


Fig. 15. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus nicht entgastem Pt.

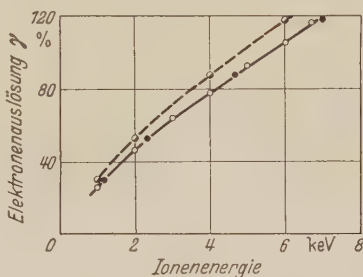


Fig. 16. Elektronenauslösung durch Li-Ionen aus entgastem Pt.

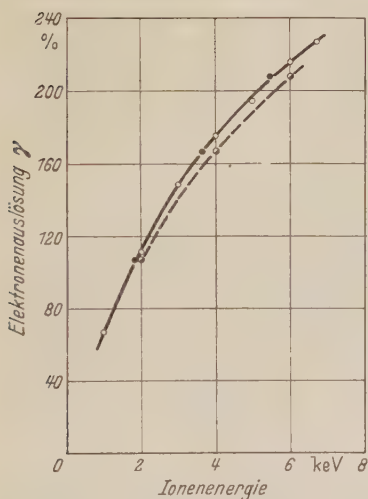


Fig. 17. Elektronenauslösung durch Ne-Ionen aus nicht entgastem Pt.

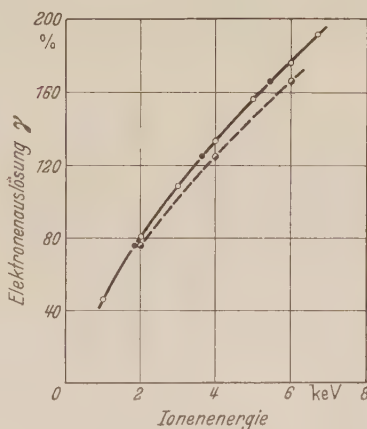


Fig. 18. Elektronenauslösung durch Ne-Ionen aus entgastem Pt.

Zeichenerklärung vgl. Fig. 9.

vergleichsweise auch das Verhältnis der E.A.-Faktoren der Li-Isotope bei gleicher Energie gezeigt werden. Man erkennt, daß dieses Verhältnis je nach Ionenenergie und Entgasungszustand der Oberfläche recht verschieden sein kann. In Ziffer 11 soll diskutiert werden, wie man auf Grund der gefundenen Gesetzmäßigkeit trotzdem die Sekundärelektronen zu fehlerfreien Mischungsverhältnismessungen heranziehen kann.

Tabelle 1 und 2. γ_6/γ_7 für entgastes und nicht entgastes Platin.

Tabelle 1. $(\gamma_6/\gamma_7)_{v=\text{const.}}$				Tabelle 2. $(\gamma_6/\gamma_7)_{T=\text{const.}}$		
$v(\text{cm sec}^{-1})$	$v/v_B^\dagger$	entgast	nicht entgast	$T(\text{keV})$	entgast	nicht entgast
1,8 10^7	0,08	1,00		1	1,16	
2,5	0,11	1,01	1,00	2	1,14	1,11
3,6	0,16	1,01	0,99	4	1,13	1,09
4,4	0,2	0,99	1,00	6	1,12	1,08

8. Abweichendes Verhalten des ausgeheizten Beryllium-Auffängers.

Ein massiver Be-Auffänger zeigte auch nach vorsichtigstem Ausheizen stets eine Interferenzfarbschicht an der Oberfläche. Dieser Schicht ist wahrscheinlich der auffallend hohe E.A.-Faktor ($\gamma \approx 7$ bei 4 keV, $\gamma \approx 10$ bei 6 keV) zuzuschreiben, der an ähnliche Anomalien beim Elektronenbeschuß [29] und Protonenbeschuß [10] von Be erinnert. Mit der Zeit ging der γ -Wert im Vakuum von 7 auf 5 zurück, danach sank er nicht mehr wesentlich, auch nicht nach einer etwa einstündigen Einwirkung der Zimmerluft. Abschmiegeln der Oberflächenschicht stellte den normalen Zustand ($\gamma \approx 1$ bei 4 keV) wieder her. Auch Be-Bronze zeigte nach Erhitzen erhöhte E.A.

Von Wichtigkeit ist die Beobachtung, daß auch die außerordentlich hohe E.A. aus dem ausgeheizten Beryllium dasselbe reine Geschwindigkeitsgesetz befolgt wie die normale Auslösung aus anderen Oberflächen.

9. Gültigkeit einer reinen Geschwindigkeitsabhängigkeit.

In der folgenden Übersicht sind alle in den Kurven der vorliegenden Arbeit und bei einigen weiteren Messungen an Be vorkommenden Abweichungen vom reinen Geschwindigkeitsgesetz zusammengestellt. Insgesamt 32 Messungen mit Li-, Ne- und Kaliumionen, mit Energien zwischen 600 und 6000 eV, an Auffängern aus Molybdän, Platin, Beryllium, mit und ohne Ausheizen, und an Kupfer ohne Ausheizen ergaben bei γ -Werten zwischen 28 und 700% folgende Fehlerverteilung: $\gamma_S/\gamma_H)_{v=\text{const.}} - 1$ liegt zwischen

— 4 und — 3	— 3 und — 2	— 2 und — 1	— 1 und + 1	1 und 2	2 und 3	3 und 4 %
in 2*	1	2	21	4	1	1 Fällen

Die mit einem Stern versehenen Werte stammen aus Messungen der Fig. 14, deren Genauigkeit als relativ gering anzusehen ist. Schätzt man andererseits die Fehlermöglichkeiten infolge der Streuung in den Mischungsverhältnismessungen und infolge einer gewissen Unsicherheit bei der Berücksichtigung der reflektierten Ionen ab, so kommt man zu Werten, die der obigen Verteilung gut entsprechen.

$^\dagger v_B$ = Geschwindigkeit des Elektrons in der ersten BOHRschen Bahn.

Es gilt also — wahrscheinlich allgemein — bei gleicher Geschwindigkeit v der Ionen

$$|(\gamma_S/\gamma_H)_{v=\text{const}} - 1| < 1\%,$$

während andererseits für den entsprechenden, bei gleicher Energie gebildeten Ausdruck unter den bisherigen Messungen Werte zwischen dem vollen Betrag und einem Drittel der relativen Massendifferenz $\Delta m/m$ vorkommen:

$$\frac{\Delta m}{m} \geq |(\gamma_S/\gamma_H)_{T=\text{const}} - 1| \geq \frac{1}{3} \frac{\Delta m}{m}$$

je nach dem Kurvenverlauf $\gamma = \gamma(T)$.

Bei schwereren Elementen kann offenbar auch ein nach unten durchgekrümmter Kurvenverlauf vorkommen¹, so daß bei diesen größere Abweichungen als $\Delta m/m$ wahrscheinlich sind.

10. Deutung des Ganges der E.A.-Faktoren in der Reihe der Alkalien.

Nachdem für Teilchen gleicher Elektronenkonfiguration sichergestellt ist, daß der E.A.-Faktor nur von der Geschwindigkeit $v = \sqrt{2T/m}$ abhängt, kann man die Frage untersuchen, ob bei Teilchen mit ähnlicher Elektronenkonfiguration aber verschiedenem Ionenradius die E.A. vielleicht in einfacher Weise vom Ionenradius abhängt. Tatsächlich läßt sich auf diese Weise der sehr unregelmäßige Gang der E.A.-Faktoren in der Reihe der Alkalien, wie er sich in Fig. 1 ausdrückt, erklären.

Die γ -Werte der Fig. 1 beziehen sich alle auf gleiche kinetische Energie, müssen also zunächst auf gleiche Geschwindigkeit umgerechnet werden. Bei der in Fig. 1 angewendeten Energie von 1,2 keV kann man nach allen vorliegenden Messungen (Fig. 9—18) γ proportional der kinetischen Energie, d. h. aber nach dem Geschwindigkeitsgesetz proportional dem Geschwindigkeitsquadrat setzen, also $\gamma = a \cdot v^2 = a \cdot 2T/m$. In dieser Gleichung ist nur der Faktor a verfügbar, und man kann versuchen, ihn als Funktion des Ionenradius r_I anzusetzen. Wählt man $a = b \cdot r_I^3$, so wird, wie Fig. 19 zeigt, der Gang des E.A.-Faktors der Alkalien mit der Massenzahl gut wiedergegeben.

Da bei den Alkalien zwischen dem GOLDSCHMIDTSchen Ionenradius r_I und dem Atomradius im Metallgitter r_A † die empirische Beziehung $r_I^3 \approx \text{const} \cdot r_A^4$ gilt, läßt sich bei der Meßgenauigkeit der Fig. 1 nicht entscheiden, ob $a = b \cdot r_I^3$ oder $a = b' \cdot r_A^4$ zutrifft. Die dritte Potenz ist wahrscheinlicher (Ionenvolumen!), im anderen Fall müßte man außerdem annehmen, daß das Ion bereits vor dem Auftreffen ein Elektron einfängt, was bei den Alkalien kaum anzunehmen ist.

In Fig. 19 sind die Meßpunkte der Fig. 1 erneut eingetragen, während die Kurven die berechneten Größen $\gamma' = \text{const} \cdot \frac{r_I^3}{M}$ (ausgezogen) und $\gamma'' = \text{const} \cdot \frac{r_A^4}{M}$ (punktirt) darstellen. Man erkennt, daß sowohl am

¹ Messungen ([8] und eigene) liegen nur beim Cs vor.

† Vgl. D'ANS-LAX, 2. Aufl. S. 183—190, 1949.

unausgeheizten Molybdän als auch am unausgeheizten Kupfer die E.A. durch Alkali-Ionen praktisch proportional dem *Ionenvolumen* ist.

11. Folgerungen für massenspektrometrische Messungen mit Elektronenvervielfacher.

Bei Mischungsverhältnismessungen mit Elektronenvervielfacher macht man nach Ziffer 9 stets einen Fehler von der Größenordnung der relativen Massendifferenz, wenn man nicht dafür sorgt, daß die Ionen der beiden Isotope mit gleicher Geschwindigkeit anstatt mit gleicher Energie auf-
treffen. Erfahrungsgemäß bringt aber jede Änderung der Beschleunigungsspannung beträchtliche Fehler im Mischungsverhältnis dadurch, daß sich die Ausbeute der Ionenquelle ändert. Eine Abbremsung oder Nachbeschleunigung im Auffänger ist dagegen möglicherweise nicht frei von Fehlern durch Veränderung des Strahlquerschnitts auf einer inhomogenen Auffängeroberfläche.

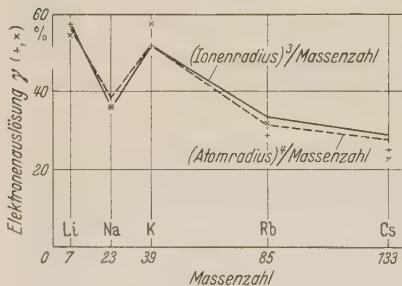


Fig. 19. Zur Deutung des Ganges der E.A. in der Reihe der Alkalien. Meßpunkte für Mo (+) und Cu (x) aus Fig. 1, Kurven berechnet.

Mischungsverhältnisse ergeben: Man mißt zuerst in der Umgebung der gewöhnlich verwendeten Beschleunigungsspannung mit dem häufigen Isotop die Energieabhängigkeit $\gamma_H = \gamma_H(T)$ der Elektronenauslösung aus. Weil aber

$$d\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial T} dT + \frac{\partial \gamma}{\partial m} dm = 0$$

ist, wenn die Geschwindigkeit konstant gehalten wird, d.h. wenn

$$dT = \frac{1}{2} v^2 dm$$

ist, so gilt

$$\frac{\partial \gamma}{\partial m} = -\frac{1}{2} v^2 \frac{\partial \gamma}{\partial T} = -\frac{T}{m} \frac{\partial \gamma}{\partial T}$$

oder ungefähr:

$$\left(\frac{\gamma_S - \gamma_H}{\gamma_H} \right)_{T=\text{const}} = \frac{m_H - m_S}{m_H} \cdot \frac{T}{\gamma_H} \frac{d\gamma_H}{dT} = q.$$

Um den so errechneten Prozentsatz q ist das Mischungsverhältnis $V = I_H/I_S$ zu korrigieren:

$$V_{\text{wahr}} = V_{\text{gemessen}} (1 + q).$$

12. Stärkere zeitliche Änderungen von γ

wurden öfters beobachtet bei vorläufigen Messungen an Chromnickelblech, bei nicht entgastem Molybdän und bei Beryllium, niemals dagegen bei entgastem Molybdän, bei Platin und bei Kupfer.

In allen Fällen, außer beim ausgeheizten („aktivierten“) Beryllium handelt es sich um ein zuerst schnelles, dann langsames Absinken des Elektronenstroms um einige Prozent, das besonders bei größeren Stromstärken auftrat und sich zeitlich über mehrere Sekunden bis Minuten erstreckte. Innerhalb einer oder einiger Minuten nach dem Abschalten des Ionenstroms stellte sich der alte Zustand weitgehend wieder her. Eine Messung liegt nur in einem Falle vor (Fig. 20).

Die bis zum praktischen Erreichen des Endzustandes auf die beschossene Fläche von mindestens $0,1 \text{ cm}^2$ aufgetroffene Ionenzahl $N = 10^{11}$ ist zu klein, um die Änderung durch die Bedeckung mit Li-Ionen zu erklären. Es handelt sich vermutlich um die Zerstörung oder Veränderung der vorher vorhandenen Schicht, wobei jedes Geschoß einen größeren Umkreis in Mitleidenschaft ziehen muß.

Das in früheren Arbeiten [8] beobachtete Ansteigen der E.A. bei entgasten Metallen infolge wach-

sender Bedeckung trat in den vorliegenden Versuchen nicht auf und war auch gar nicht zu erwarten, weil bei den verwendeten schwachen Ionenströmen (10^{-10} Amp) auch in stundenlangen Meßreihen höchstens Bedeckungsgrade von einigen Prozent erreicht wurden.

Von den übrigen ausgeheizten Materialien abweichendes Verhalten zeigte auch hier das *ausgeheizte Beryllium*. Die anfangs außerordentlich hohe E.A. ging erst schnell, dann sehr langsam zurück, blieb aber immer noch bei außergewöhnlich großen Werten. Der Rückgang von γ vollzog sich jedoch anscheinend in den Zwischenpausen unabhängig vom Beschuß. Während des Auftreffens der Ionen zeigte sich im Gegensatz dazu gerade ein leichtes Ansteigen von γ .

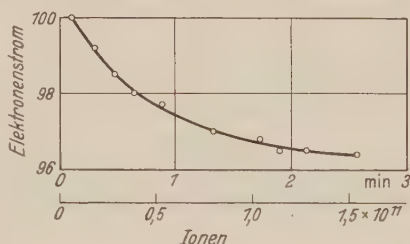


Fig. 20. Zeitliche Änderung des Elektronenstroms beim Auftreffen von 4 keV Li-Ionen auf nicht entgastes Be.

13. Ionenreflexion.

Messungen der Ionenreflexion finden sich in den Fig. 21–24. Einzelheiten sind aus den Bildunterschriften zu entnehmen. Die Deutung derartiger Messungen wird dadurch erschwert, daß sich die möglicherweise wichtigere Reflexion *entladener* Teilchen ganz der Messung entzieht. Es fällt auf, daß auch hier bei gleicher Energie der isotopen Ionen eine Massenabhängigkeit vorhanden ist, derart daß, $q_{\text{leicht}} > q_{\text{schwer}}$

ist. Die Unterschiede verschwinden hier jedoch im allgemeinen *nicht* bei Reduktion auf gleiche Geschwindigkeit. Die höchste Reflexion zeigt Platin, die niedrigste Beryllium, vermutlich weil die schweren Platinatome mehr nach rückwärts streuen. Die Werte an Mo und Cu liegen dazwischen, jedoch nicht in der ihrer Masse entsprechenden

Reihenfolge. Auffallend ist weiterhin, daß Li-Ionen an ausgeheiztem Platin und Molybdän und an nicht ausgeheiztem Beryllium fast unabhängig von der Energie reflektiert

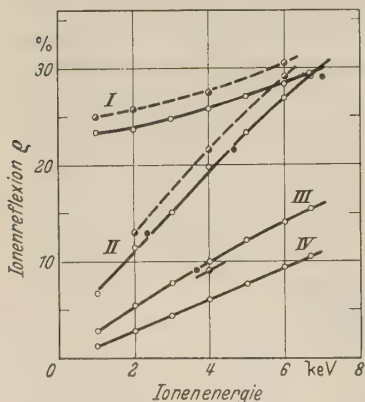


Fig. 21. Ionenreflexion an Platin. I: Li $\rightarrow$ Pt (entgast); II: Li $\rightarrow$ Pt (nicht entgast); III: Ne $\rightarrow$ Pt (entgast); IV: Ne $\rightarrow$ Pt (nicht entgast).

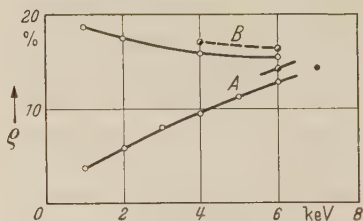


Fig. 22. Ionenreflexion an Molybdän. A Li $\rightarrow$ Mo (nicht entgast); B Li $\rightarrow$ Mo (entgast).

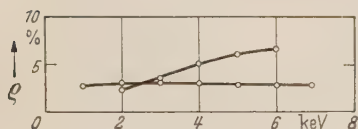


Fig. 23. Ionenreflexion an Beryllium (nicht entgast). Obere Kurve: Ne; untere: Li.

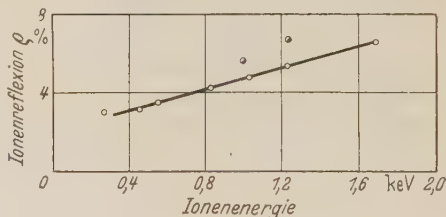


Fig. 24. Ionenreflexion an Kupfer (nicht entgast). Li-Ionen.

Zeichenerklärung vgl. Fig. 9.

werden. Zur Genauigkeit der Ergebnisse vgl. Ziffer 5. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit sei auf einige frühere Arbeiten zur Ionenreflexion verwiesen [30] bis [33], [8].

III. Zur Theorie der Elektronenauslösung.

Es besteht bis jetzt keine eigentliche Theorie der kinetischen E.A. aus Metallen durch Ionen. Wegen der Kompliziertheit der Erscheinung wird man sich wahrscheinlich überhaupt auf mehr qualitative Überlegungen beschränken müssen, deren Richtigkeit durch das Experiment im allgemeinen schwer zu prüfen ist. Die Tatsache, daß die E.A. in einem großen Bereich praktisch nur von der *Geschwindigkeit* abhängt — nicht von der Masse —, erweist sich nun aber als ein Kriterium,

das geeignet erscheint, um über die Brauchbarkeit verschiedener Modelle zu entscheiden. Dies soll im folgenden versucht werden.

14. Direkte Energieübertragung auf „freie“ Metallelektronen.

Dieser an sich naheliegende Mechanismus scheidet im untersuchten Energiebereich von vornherein aus, da infolge des großen Massenverhältnisses Ion—Elektron die an das letztere übertragene kinetische Energie nicht ausreicht, um die Austrittsarbeit zu leisten.

Auch bei Berücksichtigung der eigenen kinetischen Energie der Metallelektronen wäre eine Elektronenauslösung bei den untersuchten Ionenenergien nur durch ganz leichte Ionen an Oberflächen mit sehr geringer Austrittsarbeit möglich. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Elektronenauslösung und Austrittsarbeit fehlt jedoch durchaus [8].

15. Lokale Erhitzung [34].

Die Vorstellung von KAPITZA von einer thermischen Elektronenemission der durch das Ionenbombardement erhitzten Metalloberfläche hat sich bereits früher als unvereinbar mit verschiedenen experimentellen Ergebnissen erwiesen [8], [12]. Einer Ermittlung von „Oberflächentemperaturen“ aus der Energieverteilung der ausgelösten Elektronen [3], [35] kommt daher wahrscheinlich keine physikalische Bedeutung zu. Die in der vorliegenden Arbeit festgestellte Beziehung zwischen Elektronenauslösung und Geschwindigkeit widerspricht ebenfalls deutlich der Vorstellung von einer lokalen Erhitzung.

Dies erkennt man aus folgender Überlegung: Die höhere Temperatur an der Oberfläche sollte dasjenige Teilchen erzeugen, das bei gleicher Energie weniger tief eindringt. Wie man aus Formel (1) in Ziffer 19 ableiten kann, ist dies das schwerere, wenn die Masse der Auffängeratome größer als die der Ionen ist. Die Massenabhängigkeit der Elektronenauslösung bei gleicher Ionenenergie wäre danach gerade umgekehrt wie diejenige, die sich experimentell ergibt.

16. Gebundene Elektronen.

Als dritte Möglichkeit bleibt die Annahme einer Auslösung *gebundener* Elektronen [8], [12] bestehen. Der unelastische Atomstoß bei kleineren Geschwindigkeiten kann nicht nach den Methoden behandelt werden, die bei Geschwindigkeiten weit oberhalb der Geschwindigkeiten der Atomelektronen gebräuchlich sind [36]. Es muß vielmehr in Rechnung gestellt werden, daß der Stoß noch weitgehend adiabatisch verlaufen kann und daß nur die *Abweichung* vom adiabatischen Verhalten maßgeblich ist und durch ein geeignetes Störungsverfahren erfaßt werden muß [37] bis [40]. Dies kann nur mit einer quantenmechanischen Rechnung geschehen. Bis zu einem gewissen Grade kann man sich jedoch den Vorgang veranschaulichen, indem man die Potentialkurven für die Bewegung der Stoßpartner in einem gedachten zweiatomigen Molekül

betrachtet [41]. Jedem Elektronenzustand der Atome entspricht eine besondere Potentialkurve. Macht man weiter den Gedankenversuch, die Kerne durch langsame Annäherung zu einem zu verschmelzen, so gehen die Terme des Moleküls in die ihnen adiabatisch entsprechenden Terme des neuen Atoms über. Aus der Lage der einander entsprechenden Terme vorher und nachher kann man ersehen, ob einzelne Kurven sich unterwegs schneiden oder besonders nahe kommen müssen. In solchen „Störgebieten“ kann das System strahlungslos vom einen zum anderen Zustand übergehen, unter Umständen auch in einen solchen, bei dem der eine Partner ein Elektron verliert.

Für die *Übergangswahrscheinlichkeit* läßt sich jedoch aus diesem Bilde noch nichts sagen, weil darin nur der adiabatische Anteil des Vorgangs beschrieben wird. Die Übergangswahrscheinlichkeit könnte ebenso gut wie von der Energie auch von der Geschwindigkeit oder von einer anderen Funktion von Masse und Geschwindigkeit abhängen. Tatsächlich ergeben nun diejenigen Arbeiten über den unelastischen Stoß bei niederen Geschwindigkeiten, in deren Endergebnis die Geschwindigkeit explizite enthalten ist [37], [38], eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit für die differentielle Ionisierung bzw. Anregung. Eine solche reine Geschwindigkeitsabhängigkeit liefert übrigens auch die bei höheren Energien übliche BORNsche Näherung [36]. Es ist allerdings denkbar, daß diese Ergebnisse teilweise durch die ungenügende Berücksichtigung der Rückwirkung auf das stoßende Teilchen bedingt sind. Es soll für die weiteren Überlegungen zunächst eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit zugrunde gelegt werden.

17. Die Bremsung langsamer schwerer Teilchen

erfolgt praktisch nur durch solche Stöße, bei denen das bremsende Atom als ganzes beschleunigt wird („Kernstöße“ und „harte Stöße“) [43], [44]. Zwei einfache Ansätze für den Wirkungsquerschnitt sind üblich [43]. Entweder man faßt die Atome als starre Kugeln von ungefähr gas-kinetischem Radius auf, oder man erhält aus der Voraussetzung eines abgeschirmten COULOMB-Potentials $V = \frac{e_1 e_2}{r} e^{-\frac{r}{a}}$ für solche Teilchen, die gerade bis in die Gegend $r \approx a$ vorstoßen können, einen Wirkungsquerschnitt, der etwa umgekehrt proportional der Energie ist. Das Kugelmodell ist brauchbar, solange $\frac{2}{m_0} \frac{e_1 e_2}{v^2} \gg a$, d.h. solange der Umkehrabstand im reinen COULOMB-Feld groß gegen den Abschirmradius ist. In beiden Fällen darf die Bremsung rein klassisch behandelt werden, wenn die Wellenlänge der Teilchen $\lambda \ll a$ ist. Es genügt für die Abschätzung des Bremsvermögens, die Winkelverteilung als kugelsymmetrisch anzunehmen.

In der folgenden Zusammenstellung sollen beide Mechanismen behandelt werden, obwohl fast alle Messungen der vorliegenden Arbeit dem ersten Fall, also dem Fall der harten Kugeln entsprechen. Die Bedingung $\frac{1}{\lambda} \ll a$ ist stets erfüllt.

18. Oberflächeneffekt oder Tiefenwirkung?

Aus dem Bremsvermögen $-\frac{dT}{dx}$ und aus der differentiellen Ionisierung $s = dS/dx$ soll im folgenden auf die Gesetzmäßigkeit der totalen Ionisation S geschlossen werden, um zu entscheiden, ob die E.A. γ aus Metalloberflächen sich wie die erstere oder wie die letztere verhält. Man erhält einen Anhalt, ob die Erscheinung einem reinen Oberflächeneffekt oder einer Tiefenwirkung zugeschrieben werden muß.

Dies ist von vornherein nicht klar, denn erstens können die Ionen in dem fraglichen Energiebereich schätzungsweise zwischen 10 und 100 ionisierenden Stöße im Innern des Metalls machen und zweitens beträgt die freie Weglänge von Leitungselektronen im Gitter bekanntlich auch größenordnungsmäßig 100 Netzebenenabstände. Von diesem Gesichtspunkt aus sollte man glauben, daß γ sich analog der totalen Ionisation S verhält.

19. Bremsung und totale Ionisation.

Eine einfache klassische Überlegung ergibt für den Geschwindigkeitsverlust $-\frac{dv}{dx}$ bei einem Streuquerschnitt σ und einer Teilchendichte N

$$-\frac{dv}{dx} = N \sigma \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} v, \quad (1)$$

wo m_1 die Masse des stoßenden, m_2 die des gestoßenen Teilchens ist.

Die totale Ionisation S ergibt sich aus der differentiellen Ionisierung s und Geschwindigkeitsverlust wie folgt:

$$S = \int_{v_0}^0 s \frac{dx}{dv} dv. \quad (2)$$

Nach Ziffer 16 soll s zunächst als Funktion der Geschwindigkeit alleine angesetzt werden

$$s = F(v). \quad (3)$$

Setzt man Gl. (1) und (3) in (2) ein, so hat man für σ nach Ziffer 17 zwei Fälle zu unterscheiden, von denen der erste der wichtigere ist. Es seien ferner die beiden Möglichkeiten $m_1 \ll m_2$ und $m_1 \approx m_2$ berücksichtigt, die *beide* bei den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit auftreten:

	Fall I $\sigma = \text{const}$	Fall II $\sigma \sim \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2 v^2}$
$m_1 \ll m_2$	$S \sim \frac{m_2}{m_1} \Phi_1(v_0)$	$S \sim m_2 \Phi_2(v_0)$
$m_1 \approx m_2$	$S \sim \Phi_1(v_0)$	$S \sim (m_1 + m_2) \Phi_2(v_0)$

Hierin sind Φ_1 und Φ_2 Funktionen der Anfangsgeschwindigkeit v_0 des stoßenden Teilchens.

Aus der Zusammenstellung geht hervor, daß für die totale Ionisation S eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit (besser: Unabhängigkeit von m_1), die in *allen beobachteten Fällen* gilt, mit den naheliegendsten Modellen nicht zu erklären ist.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, daß ähnliche Schwierigkeiten auftreten, wenn man

$$S = F(\mu(m_1, m_2) v),$$

also z.B. S als Funktion der kinetischen Energie der Relativbewegung ansetzt.

Dies führt zunächst zu dem Schluß, daß die E.A. aus Metalloberflächen ihrem Wesen nach nicht mit einer totalen Ionisation verglichen werden, also kein „Tiefeneffekt“ sein kann. Eine Deutung als „Oberflächeneffekt“ macht dagegen keine Schwierigkeiten, denn für eine differentielle Ionisierung kann nach Ziffer 16 unabhängig von der Masse der Stoßpartner eine reine Geschwindigkeitsabhängigkeit erwartet werden.

Die experimentell gefundene Gesetzmäßigkeit führt also zu dem Schluß, daß die E.A. aus Metallen höchstwahrscheinlich in einer Befreiung *gebundener* Elektronen an der *Metalloberfläche* besteht.

Eine Abschätzung des Einflusses einer Elektronen-„Absorption“ auf dem Weg zur Oberfläche ergibt folgendes: Sowie man die „Absorptionsweglänge“ etwas größer als die Gitterkonstante ansetzt, kann man bei der vorhandenen Meßgenauigkeit die Elektronenabsorption nicht mehr allein für das Ausbleiben eines Tiefeneffekts verantwortlich machen. Dies bedeutet anscheinend, daß ein *echter* Oberflächeneffekt vorliegt, d.h. daß der Auslösungsmechanismus selber nur an der Oberfläche funktioniert.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. WALCHER, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für freundliche Förderung bei ihrer Ausführung im Physikalischen Institut der Universität Marburg.

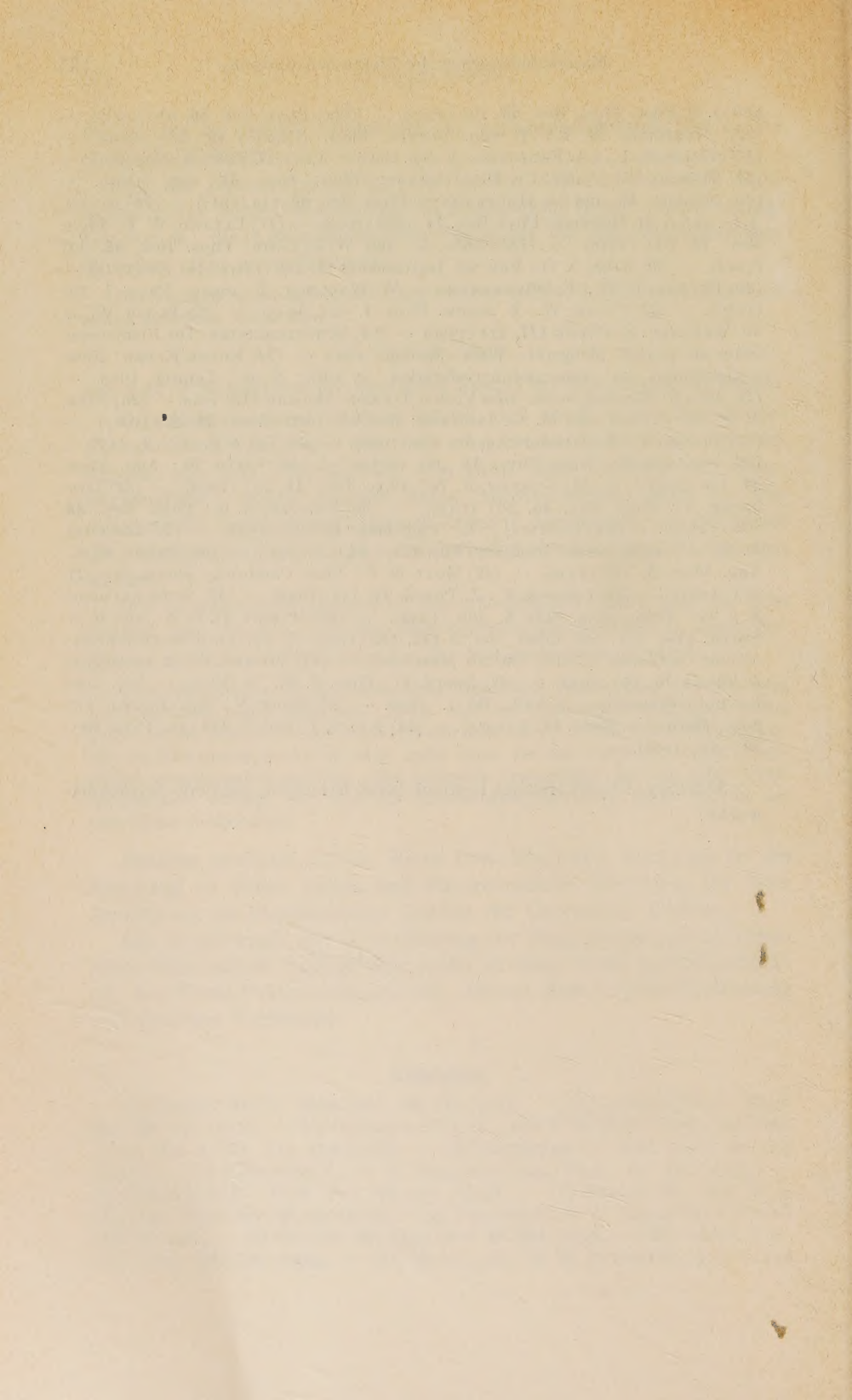
Die Arbeit wurde mit Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt, wofür an dieser Stelle bestens gedankt sei. Der Firma Vakuumschmelze AG., Hanau, danke ich für Überlassung verschiedener Werkstoffe.

Literatur.

- [1] CHENEY, W. L.: Phys. Rev. **10**, 335 (1917). — [2] JACKSON, W. J.: Phys. Rev. **30**, 473 (1927). — [3] OLIPHANT, M. L. E., and P. B. MOON: Proc. roy. Soc. Lond., Ser. A **127**, 373, 382 (1930). — [4] SCHNEIDER, G.: Ann. Phys. **11**, 357 (1931). — [5] RAMSAUER, C., et R. KOLLATH: Ann. Phys. **16**, 560 (1933). — [6] LINFORD, L. H.: Phys. Rev. **47**, 279 (1935). — [7] HEALEA, M., and E. L. CHAFFEE: Phys. Rev. **49**, 925 (1936). — [8] PAETOW, H., u. W. WALCHER: Z. Physik **110**, 69 (1938). — [9] HEALEA, M.: Phys. Rev. **55**, 984 (1939). — [10] ALLEN, J. S.: Phys. Rev. **55**, 336 (1939). — [11] HILL, A. G., W. W. BUECHNER, J. S. CLARK

- and J. B. FISK: Phys. Rev. **55**, 463 (1939). — FISK: Phys. Rev. **56**, 846 (1939). — [12] GURTOVOI, M. E.: J. exp. theoret. Phys. (USSR.) **10**, 483 (1940). — [13] NEMENOV, L., i A. FEDJURKO: J. exp. theoret. Phys. (USSR.) **9**, 532 (1939). — [14] HEALEA, M., and CH. HOUTERMANS: Phys. Rev. **58**, 608 (1940). — [15] HEALEA, M., and CH. HOUTERMANS: Phys. Rev. **60**, 154 (1941). — [16] ALLEN, J. S., and A. H. MORRISH: Phys. Rev. **74**, 1260 (1948). — [17] LELAND, W. T.: Phys. Rev. **77**, 634 (1950). — [18] COBAS, A., and W. E. LAMB: Phys. Rev. **65**, 327 (1944). — [19] NIER, A. O.: Rev. sci. Instruments **11**, 212 (1940); **18**, 398 (1947). — [20] BECKER, E. W., E. DÖRNENBURG u. W. WALCHER: Z. angew. Phys. **2**, 261 (1950). — [21] PLOCH, W.: Z. angew. Phys. **1**, 525 (1949). — [22] PLOCH, W., u. W. WALCHER: Z. Physik **127**, 274 (1950). — [23] SCHINTLMEISTER: Die Elektronenröhre als physik. Meßgerät. Wien: Springer 1942. — [24] ROTHE-KLEEN: Elektronenröhren als Anfangsstufenverstärker, 2. Aufl., S. 99. Leipzig 1948. — [25] REICH: Electron tubes. New York u. London: McGraw Hill 1944. — [26] NIER, A. O., E. P. NEY and M. G. INGRAM: Rev. sci. Instruments **18**, 294 (1947). — [27] PLOCH, W.: Z. Naturforschg. **5a**, 570 (1950). — [28] Vgl. z. B. [2], [8], [10]. — [29] KOLLATH, R.: Ann. Phys. **33**, 285 (1938). — [30] VEITH, W.: Ann. Phys. **29**, 189 (1937). — [31] GURNEY, R. W.: Phys. Rev. **32**, 467 (1928). — [32] LONGACRE, A.: Phys. Rev. **46**, 407 (1934). — [33] SAWYER, R. B.: Phys. Rev. **35**, 1090 (1930). — [34] KAPITZA, P. L.: Phil. Mag. **45**, 989 (1923). — [35] CHAUDRI, R. M., and A. W. KHAN: Proc. roy. Soc. Lond. **61**, 526 (1948). — [36] BETHE, H. A.: Ann. Phys. **5**, 325 (1930). — [37] MOTT, N. F.: Proc. Cambridge philos. Soc. **27**, 553 (1931). — [38] LONDON, F.: Z. Physik **74**, 143 (1932). — [39] STUECKELBERG, E. C. G.: Helv. phys. Acta **5**, 369 (1932). — [40] MASSEY, H. S. W., and R. A. SMITH: Proc. roy. Soc. Lond., Ser. A **142**, 142 (1933). — Vgl. auch MOTT-MASSEY: Atomic Collisions, 2. Aufl. Oxford press 1949. — [41] WEIZEL, W., u. O. BEECK: Z. Physik **76**, 250 (1932). — [42] BEECK, O.: Phys. Z. **35**, 36 (1934). — Vgl. auch LANDOLT-BÖRNSTEIN, 6. Aufl., Bd. 1. 1950. — [43] BOHR, N.: Kgl. Danske Vid. Sels., Math.-fys. Medd. **18**, 8 (1948). — [44] KNIPP, J., and E. TELLER: Phys. Rev. **59**, 659 (1941).

Marburg, Physikalisches Institut, jetzt Erlangen, Siemens-Schuckertwerke.



Lebenslauf

Am 2. 3. 1921 wurde ich zu Gießen als Sohn des Studienrates Dr. Georg Ploch und seiner Ehefrau Thekla, geb. Möbus, geboren. Ich bin evangelischer Konfession und besitze die deutsche Staatsangehörigkeit.

Von 1927—1930 besuchte ich die Volksschule und später das Realgymnasium zu Gießen und legte am 3. 2. 1938 die Reifeprüfung ab. Nach der halbjährigen Arbeitsdienstzeit trat ich im Herbst 1938 in die Wehrmacht ein, wo ich bis zum Ende des Krieges verblieb. Im Wintersemester 1942/43 studierte ich in Gießen, 1945/47 in Göttingen und anschließend in Marburg Mathematik, Physik und Chemie. Die Diplomvorprüfung legte ich in Göttingen, die Diplomprüfung Ostern 1949 in Marburg ab.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren:

In Gießen: Hanle, Köthe, Ullrich, Weitz.

In Göttingen: R. Becker, Brockmann, Goubeau, Herglotz, Kopfermann, Mollwo, Pohl, Rellich, A. Schmidt.

In Marburg: Berek, Flügge, Grüneisen, Hermann, Hückel, Krafft, Reidemeister, Vogt, Walcher.

Allen meinen verehrten Lehrern, die mich in meinem Studium gefördert haben, bin ich zu großem Dank verpflichtet.

Das Rigorosum bestand ich am 31. 1. 1951. Seit dieser Zeit bin ich im „Allgemeinen Laboratorium“ der Siemens-Schuckertwerke in Erlangen tätig.

